

SIMULATION STATISTIQUE DES PROPRIETES DE COHERENCE D'UN LASER A FIBRE ET DE SES MANIFESTATIONS NON-LINEAIRES EN OPTIQUE GUIDEE

**Arnaud Fernandez^{1,2}, Patrick Beaure d'Augères^{1,2}, Stéphane Balac^{1,2}, Frédéric Ginovart^{1,2},
Thierry Chartier^{1,2}, Alain Mugnier³, David Pureur³**

¹ *Université européenne de Bretagne, 5 Boulevard Laënnec, 35000 Rennes, France*

² *CNRS Foton (UMR 6082), Enssat / Université de Rennes 1, 22305 Lannion cedex, France*

³ *QUANTEL, 4 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France*

arnaud.fernandez@enssat.fr

RÉSUMÉ

Le présent travail concerne les lasers à fibre impulsionnels de puissance de type MOPFA (oscillateur maître suivi d'un amplificateur à fibre). Il vise dans un premier temps à exposer expérimentalement les différents spectres obtenus en fonction des caractéristiques spectrales et de cohérence de l'oscillateur laser maître. Selon le choix et les paramètres de l'oscillateur (configuration Q-switch, source d'émission spontanée amplifiée, laser continu partiellement cohérent), la nature des non-linéarités observées (effet Kerr, mélange à quatre ondes, effet Raman) diffère clairement. Partant de l'hypothèse que les propriétés du laser en termes de cohérence jouent un rôle prépondérant dans la manifestation des non-linéarités, nous avons proposé une méthode innovante de simulation numérique des propriétés statistiques d'un laser modélisé sous forme d'un processus aléatoire généré par la méthode numérique à implantation circulaire.

MOTS-CLEFS : *laser MOPFA ; non-linéarité ; incohérence ; processus aléatoire ; méthode numérique à implantation circulaire.*

1. INTRODUCTION ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Par une technique expérimentale de mesure spectrale résolue en temps, nous avons analysé l'évolution spectrale de trois sources laser impulsionnelles générées à 1064 nm à un taux de répétition de 20 kHz, puis amplifiées. Quel que soit le choix de la source, le profil initial de l'impulsion est quasi-similaire (≈ 100 ns de largeur temporelle). Par l'observation de "tranches temporelles" d'impulsions de 10 ns de durée, obtenues grâce à un modulateur acousto-optique placé en sortie de l'amplificateur, il est possible de caractériser l'évolution des effets non-linéaires intervenant dans un laser à fibre impulsionnel et de discriminer les effets non-linéaires associés à chaque tranche de l'impulsion. Cette méthode expérimentale est présentée dans la référence [1] et les résultats sont interprétables si la durée de la découpe temporelle est bien plus grande que le temps de cohérence du laser (ce qui est le cas ici).

La première source testée est un oscillateur déclenché, injecté dans un amplificateur légèrement multimode. On constate, sur le spectre de la Fig. 1a, que l'effet Kerr apparaît en premier en fonction de la puissance générée, l'effet Raman apparaissant pour des puissances crêtes plus importantes. Des pics caractéristiques du mélange à quatre ondes partiellement dégénéré sont observés bien que le régime de dispersion soit normal. Ces pics correspondent à un couplage non-linéaire entre les différents modes de propagation transverses de la fibre.

Dans la seconde configuration étudiée, l'oscillateur est un laser à fibre continu (cavité linéaire à réseaux de Bragg) modulé en intensité en sortie de la cavité. Le spectre du laser est constitué de plusieurs centaines de modes longitudinaux contenus dans une enveloppe spectrale de 0.25 nm à mi-hauteur.

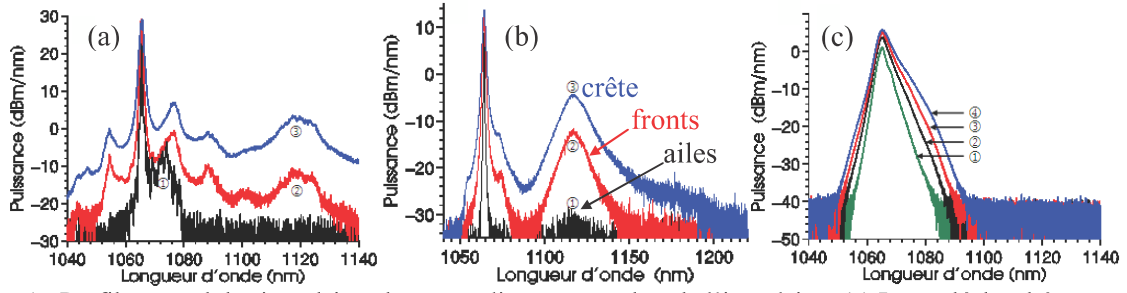


Fig. 1 : Profil spectral des impulsions lasers en diverses tranches de l'impulsion. (a) Laser déclenché, en sortie d'une fibre amplificatrice multimode dopée à l'ytterbium, (b) laser continu et (c) source d'ASE modulée par un acousto-optique, en sortie d'une fibre amplificatrice monomode dopée à l'ytterbium.

Le faisceau issu de cet oscillateur est injecté dans un amplificateur monomode. On constate que l'effet Kerr et l'effet Raman se manifestent quasi simultanément (Fig. 1b). En outre, l'effet Raman joue un rôle important dans la dégradation de la qualité spectrale avec une partie significative de la puissance (7 % environ) centrée autour de la longueur d'onde de Stokes.

Dans le dernier cas, le laser continu est remplacé par une source d'émission spontanée amplifiée (ASE) également modulée en intensité selon le même procédé que précédemment (forme et largeur temporelle identique) et injectée dans un amplificateur monomode. Cette source génère une puissance crête similaire au cas précédent (de l'ordre de 190 W) et son spectre après découpage spectral est de l'ordre de 1.5 nm à mi-hauteur. Nous observons qu'il n'y a aucun effet Raman présent dans le spectre après amplification (Fig. 1c). Pour des positions successives de la fenêtre de mesure, nous observons uniquement un élargissement spectral dominé par la modulation de phase croisée. Ces deux derniers résultats montrent que, pour une même impulsion (largeur temporelle, puissance crête), on peut avoir des comportements non-linéaires très différents selon qu'il s'agisse d'une source continue, partiellement cohérente et fine spectralement ou incohérente et plus large bande.

Cependant ces observations expérimentales ne permettent pas de discriminer si la statistique des photons est seule responsable des différents scénarios non-linéaires observés, entraînant des modifications spectrales bien distinctes. C'est la raison pour laquelle nous avons jugé utile la simulation numérique des propriétés de cohérence du laser sous forme d'un processus stochastique.

2. SIMULATION NUMERIQUE D'UN LASER SOUS FORME D'UN PROCESSUS ALEATOIRE

Dans cette partie, nous modélisons le faisceau laser émis et sa propagation dans une fibre, sous la forme d'un processus aléatoire (p.a.) complexe stationnaire gaussien. Pour ce faire nous avons retenu l'algorithme de Wood et Chan [2], qui permet de modéliser un p.a. $\mathbf{Y}=(Y_0, \dots, Y_{n-1})$ gaussien réel d'espérance nulle et de fonction de covariance $\gamma(t)$ définie positive. La matrice de covariance \mathbf{G} est une matrice symétrique de Toeplitz de dimension $n \times n$. Comme \mathbf{G} est une matrice définie positive il est possible de procéder à sa décomposition de Cholesky afin de générer un p.a. de loi normale $\mathcal{N}(0, \mathbf{G})$. Pour des p.a. de grande taille ($n > 2^8$) une décomposition de Cholesky fiable est possible en transformant \mathbf{G} sous forme d'une matrice circulante \mathbf{C} de dimension $m \times m$ de sorte que $m \geq 2(n-1)$. On écrit \mathbf{C} sous la forme $\mathbf{C}=\mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}\mathbf{Q}^*$ où $\mathbf{\Lambda}=\text{diag}(\lambda_0, \dots, \lambda_{m-1})$

$$\text{avec } \lambda_k = \sum_{j=0}^{m-1} C_j e^{-i2\pi \frac{jk}{m}} \quad \forall k \in \{0, \dots, m-1\} \quad (1)$$

$$\text{et } \mathbf{Q} = (q_{jk})_{j,k \in \{0, \dots, m-1\}} \quad \text{où} \quad q_{jk} = \frac{1}{\sqrt{m}} e^{-i2\pi \frac{jk}{m}} \quad (2)$$

La décomposition de Cholesky de \mathbf{C} permet alors de générer le p.a. \mathbf{Y} sous la forme $\mathbf{Y}=\mathbf{Q}\mathbf{\Lambda}^{1/2}\mathbf{Q}^*\mathbf{Z}$ avec $\mathbf{Z}=(Z_0, \dots, Z_{m-1})$ de loi $\mathcal{N}(0, \mathbf{Id})$ où les variables aléatoires Z_i sont mutuellement indépendantes. Notons qu'à la différence de \mathbf{G} , la décomposition de Cholesky d'une matrice circulante est toujours possible. En ayant astucieusement recours à la transformée de Fourier discrète dans les équations

(1) et (2), la génération d'un p.a. \mathbf{Y} pourra être rapide. Cette méthode permet ainsi de simuler numériquement une source optique, quel que soit son degré de cohérence.

Par l'emploi de cet algorithme, des résultats préliminaires intéressants sont présentés. Nous modélisons ici la forme spectrale de deux signaux continus d'une puissance moyenne de 100 W générés par un p.a. complexe où seul diffère la largeur à mi-hauteur de la fonction d'autocorrélation. La fonction d'autocorrélation choisie est une exponentielle décroissante symétrique. La durée de cohérence (t_c) des p.a. est de 4 ps et 32 ps. La propagation de ces p.a. dans 5 m d'une fibre passive (SMF) est réalisée. Pour ce faire nous avons simulé la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger généralisée par l'algorithme Runge Kutta 4 Interaction Picture (RK4IP) englobant les effets linéaires dispersifs et les effets non-linéaires de type Kerr et Raman [3].

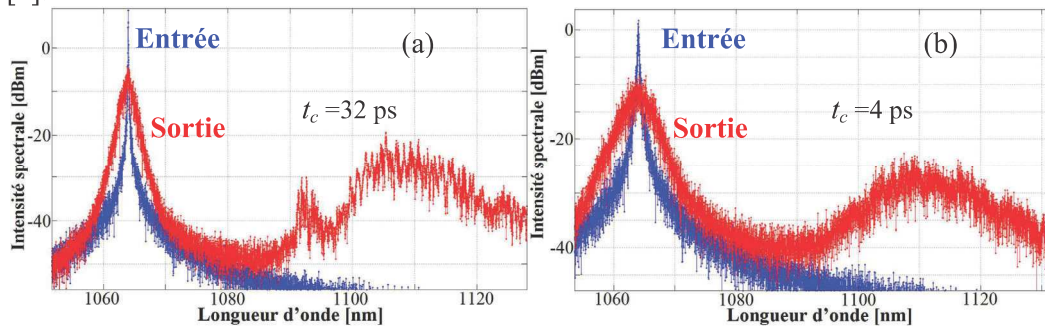


Fig. 2 : Profil spectral moyenné d'un signal laser continu modélisé par une série de 10 processus aléatoires complexes, avant et après propagation dans 5 m de fibre passive (SMF). (a) Le temps de cohérence (t_c) du p.a. est de 32 ps ; (b) $t_c = 4$ ps.

La Fig. 2a montre un transfert d'énergie par effet Raman auto-induit (RIFS) du premier ordre plus élevé d'environ 3 dB que celui observé sur la Fig. 2b. En revanche, l'élargissement spectral par effet Kerr optique est plus important pour un p.a. de $t_c = 4$ ps. En effet, sur la Fig. 2b, le rapport entre les largeurs spectrales à mi-hauteur en entrée et en sortie de la fibre est de 19 contre 15 pour un t_c de 32 ps. Ces résultats soulignent l'importance de la durée de cohérence du laser propagé sur la manifestation des non-linéarités. D'autres résultats portant notamment sur la comparaison théorie / expérience entre les spectres issus de sources de cohérence différentes seront présentés.

CONCLUSIONS

Nous avons présenté des résultats à la fois expérimentaux et théoriques montrant l'importance de prendre en compte les paramètres de cohérence de la source initiale pour interpréter convenablement sa propagation non-linéaire dans une fibre optique. Cette analyse repose sur une description stochastique de la source optique initiale et sur une approche originale de la méthode numérique à implantation circulaire utilisée. En comparaison aux techniques existantes cette méthode tire son efficacité et sa rapidité de l'utilisation de transformées de Fourier discrètes qui nous permettront la génération de p.a. complexes de taille très élevée (supérieure à 2^{23} échantillons) obéissant à une fonction de covariance désirée.

REFERENCES

- [1] P. Beure D'Augères et al., "Time-resolved spectral analysis for nonlinear effects characterization in pulsed lasers," SPIE Photonics Europe 2010 (Bruxelles, Belgique), [7728-27], 2010.
- [2] A.T.A. Wood, G. Chan, "Simulation of Stationary Gaussian Process in $[0,1]^d$," J. Comput. Graph. Stat., vol. 3, pp. 409-432, 1994.
- [3] Johan Hult, "A Fourth-Order Runge-Kutta in the Interaction Picture Method for Simulating Supercontinuum Generation in Optical Fibers," J. of Lightwave Technol., vol. 25, n°12, 2007.